

К ТЕОРИИ ФИЛЬТРАЦИОННОГО РЕАКТОРА СО СТАБИЛИЗИРОВАННЫМ ФРОНТОМ ГОРЕНИЯ

Н. Н. Столярова, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

Постановка задачи. Задача о стационарных режимах реакторов вытеснения в традиционной постановке сводится к определению области существования стационарных распределений характерных величин по длине реактора при заданной скорости подачи реагирующих компонентов. В этом случае изменение режимных параметров приводит к перестройке температурного и концентрационного полей, а также к перемещению волны горения в канале реактора. В случае некаталитических реакций эти перемещения могут стать причиной отклонений от оптимального режима или аварийных ситуаций, связанных с выходом зоны химического реагирования за пределы канала реактора. Этого, однако, можно избежать, если одновременно с изменением режимных параметров корректировать скорость подачи таким образом, чтобы волна горения оставалась все время в одном и том же сечении канала на достаточном удалении от его концов. Это достигается введением обратной связи между скоростью подачи реагирующих компонентов и местоположением волны горения в канале. Не останавливаясь на выборе конкретного вида обратной связи, отметим, что возможность стабилизации фронта пламени в заданном сечении канала определяется как величиной скорости горения u_r , так и инерционностью подающего устройства (постоянной времени α), а также величиной допустимого смещения δ волны горения относительно места стабилизации и определяется условием $\alpha\delta/u_r \gg 1$.

Цель настоящей работы — исследование особенностей стационарных режимов фильтрационного реактора с фиксированным местоположением зоны горения.

Конструктивно такой реактор можно представить в виде трубы, внутри которой в волне горения происходит химическое взаимодействие между твердым пористым реагентом и газообразным окислителем. Реагент транспортируется в канале с помощью механического устройства, способного автоматически реагировать на перемещение фронта пламени, а окислитель из емкости во входном сечении канала поступает в зону горения путем фильтрации через слой реагента. Конденсированный продукт реакции удаляется в бункер, расположенный на выходе из канала.

Основные соотношения. Система уравнений, описывающая процесс в фильтрационном реакторе, имеет вид

$$\begin{aligned} d\rho u/dx + \mu W &= 0, \\ dp/dx + (u - u_*)/k_\phi &= 0, \quad \rho_{мн} u_* \cdot d\eta/dx = W, \\ (c_p u + c_m \rho_m u_* + c_n \rho_n u_*) \cdot dT/dx &= \lambda \cdot d^2 T/dx^2 + qW, \\ mp &= \rho R_r T, \quad \rho_{мн} \eta = \rho_{мн} - \rho_m, \quad \rho_n = (1 + \mu) \rho_{мн} \eta, \\ W &= z f(\eta) p^\nu \exp(-E/RT); \quad f(\eta) = (\eta_0 + \eta)^{-n} \text{ при } \eta < 1; \\ f(\eta) &= 0 \text{ при } \eta > 1, \end{aligned} \tag{1}$$

где μ — стехиометрический коэффициент; q — тепловой эффект реакции; z , η_0 , n , ν — кинетические коэффициенты; E — энергия активации; R и R_r — соответственно универсальная газовая и газовая постоянные; c — удельная теплоемкость; λ — эффективная теплопроводность системы; k_ϕ и m — соответственно коэффициент фильтрации и пористость; u_* — линейная скорость подачи; u — скорость газообразного окислителя; T — температура; p — давление; индексы м и п относятся к твердому реагенту и продукту, н и к — к начальному и конечному состояниям.

Граничные условия, при которых следует интегрировать систему уравнений (1), в координатах, связанных с фронтом пламени, имеют вид¹

$$\begin{aligned} x = -x_{пл}: \quad \eta = 0, \quad p = p_n, \quad T = T_n, \\ x = L - x_{пл}: \quad dp/dx = dT/dx = 0, \quad p_k(1 - \eta_k) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где L — длина реактора; $x_{пл}$ — расстояние от входного сечения реактора до фронта пламени. Последнее из условий (2) означает возможность протекания процесса в двух режимах: когда химическое взаимодействие компонентов в канале завершается полным выгоранием поступающего в зону пламени твердого реагента ($\eta_k = 1, p_k > 0$) и когда реакция в волне горения прекращается вследствие недостатка окислителя ($\eta_k < 1, p_k = 0$) [1].

В дальнейшем ограничимся рассмотрением горения при умеренных давлениях окислителя, когда скорость фильтрации существенно больше скорости горения. Будем считать также, что в реакторе не происходит индукционного самовоспламенения, а протяженность зоны тепловой релаксации в волне горения значительно меньше длины реактора

$$x_{инд} > L, \quad l \ll L, \quad (3)$$

где l — михельсоновская длина; $x_{инд}$ — адиабатическая длина индукции. Интегрирование системы уравнений (1) при обычных допущениях тепловой теории горения и в предположении о постоянстве теплового эффекта реакции, коэффициентов фильтрационного и теплового переноса приводит к следующим соотношениям:

$$\rho_n u_n = \mu \rho_{мн} u_* \eta_k, \quad (4)$$

$$c_m \rho_{мн} u_* (1 + \tau \eta_k) (T_k - T_n) - Q_n - q \rho_{мн} u_* \eta_k = 0, \quad (5)$$

$$u_*^2 = \frac{z \lambda}{\rho_{мн}^2 q \psi} \int_{T_n}^{T_k} p^v \exp(-E/RT) dT, \quad (6)$$

$$p_n^2 - p_k^2 = - \frac{2R \rho_{мн} u_n}{mk_\phi} \int_0^{-x_{пл}} T(x) dx, \quad (7)$$

где $\tau = \mu c / c_m$; Q_n — тепловой поток во входном сечении реактора;

$$\psi = \frac{1}{q(n+1)} \{c_m(1 + \tau \eta_k)(T_k - T_n) - Q_n / \rho_{мн} u_*\} \eta_k^{n+1} - \frac{\eta_k^{n+2}}{n+2}.$$

Для определения величин η_k, p_k, T_k и u_* необходимо найти значения интегралов в соотношениях (6) и (7) и определить величину теплового потока Q_n . Представив $p^2(T)$ в зоне пламени в виде линейной функции от температуры, запишем соотношение (6) в виде

$$\psi = \frac{z \lambda R T_k^2}{\rho_{мн}^2 q E} \left(\frac{2 \mu R_\Gamma \lambda R T_k^3}{mk_\phi q E} \right)^{v/2} \cdot I(\pi_k, T_k) \exp\left(\Pi \pi_k^2 - \frac{E}{RT_k}\right), \quad (8)$$

где

$$\Pi = \frac{mk_\phi p_n^2 q E}{2 \mu \lambda R_\Gamma R T_k^3}; \quad \pi_k = \frac{p_k}{p_n}; \quad I(\pi_k, T_k) = \int_{\Pi \pi_k^2}^{\Pi \pi_k^2 + \frac{E(T_k - T_n)}{RT_k^2}} t^{v/2} e^{-t} dt.$$

Величины теплового потока Q_n и конечного давления p_k существенно за-

¹ Условие $dp/dx=0$, обозначающее отсутствие фильтрации за фронтом пламени, реализуется при наличии на выходе из реактора герметичного бункера.

висят от местоположения волны горения в реакторе. При $x_{пл} \gg l$, т. е. в том случае, когда волна горения находится на значительном удалении от входного сечения (режим отрыва), из уравнения энергии следует

$$Q_n \simeq W(p_n, T_n) \simeq 0. \quad (9)$$

В пренебрежении фильтрационным сопротивлением волны можно считать

$$p_K^2 = p_n^2 - \frac{2\mu R_\Gamma T_n \rho_{MH} u_* \eta_K}{mk_\Phi} x_{пл}. \quad (10)$$

При $x_{пл} \ll l$, т. е. когда волна горения расположена вблизи входного сечения (режим горения), тепловые потери значительны и определяются линеаризованным по малому параметру $x_{пл}/l$ интегралом уравнения энергии по ширине зоны прогресса

$$Q_n = -\lambda \cdot (T_K - T_n) / x_{пл}. \quad (11)$$

Интеграл уравнения фильтрации (7) при этом можно представить в виде

$$p_K^2 = p_n^2 - \frac{2\mu R_\Gamma T_n \rho_{MH} u_* \eta_K}{mk_\Phi} x_{пл}. \quad (12)$$

Стационарные состояния в режиме отрыва при неполном выгорании твердого реагента. Приведем уравнения (5) и (8) к безразмерному виду, используя соотношение (9) и уравнение фильтрации (10), получим

$$\gamma \Theta_K = \eta_K / (1 + \tau \eta_K); \quad (13)$$

$$\eta_K^n = (n + 1)(n + 2) A f_1(0, \Theta_K), \quad (14)$$

где $f_1(0, \Theta_K) = \lim_{\pi_K \rightarrow 0} f_1(\pi_K, \Theta_K)$; $f_1(\pi_K, \Theta_K) = \left(\frac{x_{пл}}{L}\right)^2 I(\pi_K, \Theta_K) (1 + \beta \Theta_K)^{2 + \frac{3\nu}{2}} \times$
 $\times \exp\left(\Pi \pi_K^2 + \frac{\Theta_K}{1 + \beta \Theta_K}\right)$; $A = \left(\frac{\gamma}{\Pi_0}\right)^{\nu/2} \frac{z \lambda R_\Gamma T_n^2 p_n^\nu \exp(-E/RT_n)}{qL} \left(\frac{2\mu R_\Gamma T_n L}{mk_\Phi p_n^2}\right)^2$ —

параметр, учитывающий совместное влияние фильтрации, теплопередачи и кинетики на процесс химического превращения в реакторе;

$$\Pi_0 = \frac{mk_\Phi c_M p_n^2}{2\mu \lambda R_\Gamma T_n}; \quad \gamma = \frac{c_M R_\Gamma}{qE}; \quad \beta = \frac{E(T_K - T_n)}{RT_n^2}; \quad \Theta_K = \frac{E(T_K - T_n)}{RT_n^2}.$$

Следует заметить, что хотя параметр Π_0 в формуле (14) составлен из известных величин, в соответствии с принятым ограничением $l \ll L$ он не может быть произвольным. Действительно, принимая во внимание, что $l = \lambda / c_M \rho_{MH} u_* (1 + \tau \eta_K)$, и используя (7), получим

$$\Pi_0 \gg \eta_K / (1 + \tau \eta_K) \cdot x_{пл} / L \cdot \frac{F}{1 - \pi_K^2}, \quad (15)$$

где $F = 1$; $1 + \beta \Theta_K$ соответственно в режимах отрыва и горения. В частности, в режиме отрыва при $\eta_K < 1$ оценка (15) дает $\Pi_0 \gg x_{пл} / L$.

Можно показать также, что первое из условий (3) эквивалентно ограничению на величину некоторого безразмерного параметра B , пропорционального отношению масштабных времен химической реакции и фильтрационного переноса. Интегрирование уравнения энергии без учета кондуктивного теплопереноса приводит к безразмерному соотношению следующего вида:

$$B > \frac{\eta_K (1 - \pi_K^{2+\nu})}{(1 + \tau \eta_K) \gamma (1 + \nu/2) (1 - \pi_K^2)^2}, \quad (16)$$

где

$$B = \frac{mk_\Phi p_n^{2-\nu}}{2\mu R_\Gamma T_n L^2 z \exp(-E/RT_n)}.$$

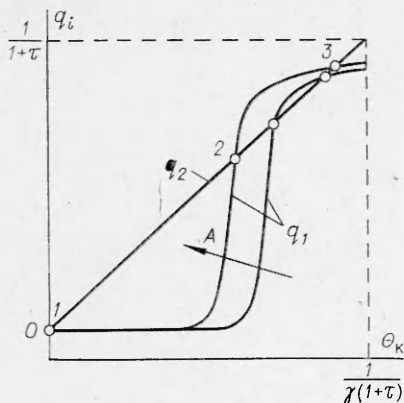


Рис. 1. Характерный вид функций тепловыделения и теплоотвода при $\eta_k < 1$ и $n > 0$.

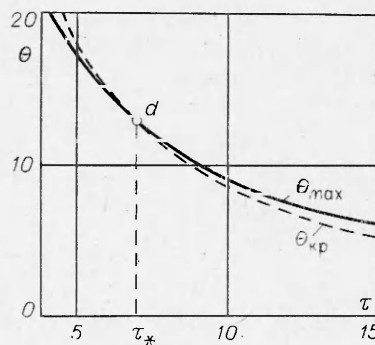


Рис. 2. Значения критической и максимальной температур в зависимости от τ при $n=1$, $\nu=0,5$, $\gamma=0,01$, $\beta=0,04$.

Решение системы уравнений (13), (14) с учетом условия $\pi_k(1 - \eta_k) = 0$ можно получить, используя графоаналитический метод, заключающийся в построении температурных зависимостей функции тепловыделения $q_1 = \eta_k / (1 + \tau \eta_k)$ и теплоотвода $q_2 = \gamma \Theta_k$. На рис. 1 показан характерный вид этих функций, в общем случае пересекающихся в трех точках, из которых модели горения отвечают лишь промежуточное состояние (точка 2) и высокотемпературное (точка 3). На графике штриховыми линиями обозначены предельные значения функций q_i и конечная температура $\Theta_{\max} = 1/\gamma(1 + \tau)$. Очевидно, что имеющим физический смысл состояниям отвечает область, заключенная внутри прямоугольника со сторонами $q_i = 1/(1 + \tau)$; $\Theta_k = \Theta_{\max}$.

Используя условия $q_1 = q_2$ и $dq_1/d\Theta_k = dq_2/d\Theta_k$, получим соотношение для критических значений температур

$$1 - \frac{\Theta_{кр}(1 - \tau\gamma\Theta_{кр})}{n(1 + \beta\Theta_{кр})^2} \left[\frac{\Theta_{кр}^{\nu/2}(1 - \beta\Theta_{кр})}{(1 + \beta\Theta_{кр})^{1+\nu} \cdot I(0, \Theta_{кр}) \exp \left[\frac{e_{кр}}{(1 + \beta\Theta_{кр})^2} \right]} + 1 + \beta \left(2 + \frac{3\nu}{2} \right) (1 + \beta\Theta_{кр}) \right] = 0. \quad (17)$$

В плоскости переменных $\Theta - \tau$ (рис. 2) уравнение (17) определяет значения температур, при которых происходит срыв высокотемпературного процесса. При $\eta_k < 1$ это явление связано с ростом внутренних теплопотерь в волне горения, вызванных балластированием зоны реакций негоревшим твердым реагентом. На график рис. 2 нанесена также кривая $\Theta_{\max}(\tau)$. Из сопоставления приведенных зависимостей видно, что критические состояния возможны лишь при условии $\tau > \tau_*$, так как при $\tau < \tau_*$ критическая температура превышает максимальную.

Исследование возможных стационарных режимов реактора целесообразно провести в параметрической плоскости $A - \tau$, привлекая для анализа информацию о характере зависимостей $q_i(\Theta_k)$, $\Theta_{\max}(\tau)$ и $\Theta_{кр}(\tau)$. В переменных $A - \tau$ (рис. 3) зависимости $\Theta_{кр}(\tau)$ и $\Theta_{\max}(\tau)$ отображаются функциями $A_{кр}(\tau)$ и $A_{\max}(\tau)$, найденными из (14) в результате подстановок $\Theta_k = \Theta_{кр}$ и $\Theta_k = \Theta_{\max}$. Существенно, что при этом точка d переходит в точку касания d' . На график нанесены также линии 3 и 4, соответствующие предельному условию $\Theta_{кр}/(1 + \beta\Theta_{кр})^2 = 3$, при котором, как показано в [2], процессы в зоне химического превращения еще отвечают модели горения.

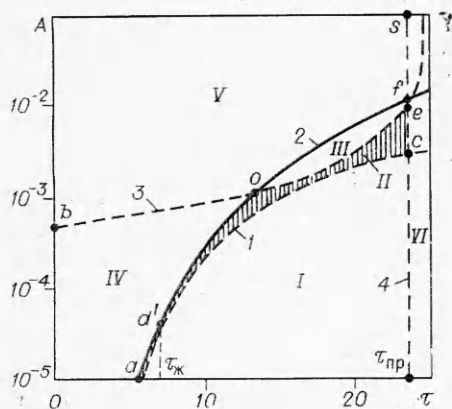


Рис. 3. Области существования стационарных состояний фильтрационного реактора в режиме отрыва при $n > 0$.
 $1 - A_{кр}(\tau)$; $2 - A_{max}(\tau)$; $3 - \Theta_{кр}/(1 + \beta\Theta_{кр})^2 = 3$; $4 - \Theta_{max}/(1 + \beta\Theta_{max})^2 = 3$.

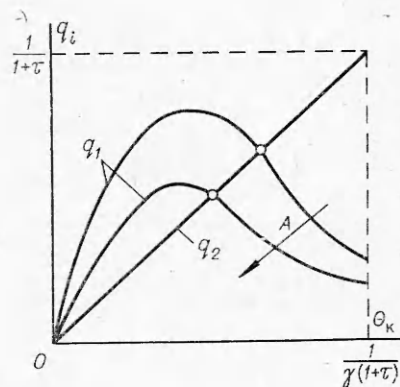


Рис. 4. Характерный вид функций тепловыделения и теплоотвода при $\eta_k < 1$ и $n = 0$.

Кривые 1—4 делят параметрическую плоскость на шесть областей, соответствующих различным режимам работы реактора. При значениях параметров A и τ в областях I, V и VI, ограниченных соответственно линиями $ad's\tau_{пр}$, $bofs$ и $\tau = \tau_{пр}$, отсутствуют высокотемпературные стационарные состояния реактора. Во второй области (на рисунке заштрихована) возможны два стационарных состояния — промежуточное и высокотемпературное. В областях III (ofe) и IV ($bod'a$) возможно только одно стационарное состояние, отвечающее соответственно высокотемпературному и промежуточному режимам.

Проведенный выше анализ относится к процессам, протекающим при значении кинетического коэффициента $n > 0$. При линейном законе окисления ($n = 0$) процесс носит бескризисный характер, так как критические состояния при $\Theta_{кр} < \Theta_{max}$, согласно уравнению (17), отсутствуют. При этом уравнения (5), (8) и (10) определяют функции тепловыделения и теплоотвода в следующем виде: $q_1 = \gamma\Theta_{кр}/0,5 + Af_1(0, \Theta_{кр})$ и $q_2 = \gamma\Theta_{кр}$. Взаимное пересечение этих функций в диапазоне температур $\Theta_{пр} < \Theta_{кр} < \Theta_{max}$ при заданных параметрах системы определяет единственное высокотемпературное стационарное состояние (рис. 4), существующее в определенном диапазоне изменения параметра $A(\Theta_{max}) \leq A \leq \leq 0,5/f_1(0, \Theta_{пр})$. В плоскости $A - \tau$ этому состоянию отвечает область, ограниченная линиями $A_{max}(\tau)$ и $A_{пр}(\tau)$ (заштрихованная область на рис. 5).

Режим отрыва при полном выгорании твердого реагента. Система уравнений (5), (8), (10) при $\eta_k = 1$, $p_k > 0$ приводится к следующему виду:

$$\gamma\Theta_{кр} = 1/(1 + \tau); \quad (18)$$

$$(1 - \pi_k^2)^2 = (n + 1)(n + 2)Af_1(\pi_k, \Theta_{кр}), \quad (19)$$

где $\Pi = \Pi_0/\gamma(1 + \beta\Theta_{кр})^3$. Согласно (18) и (19), в режиме полного выгорания возможно только одно стационарное состояние с температурой $\Theta_{кр} = \Theta_{max}$. В параметрической плоскости $A - \tau$ стационарные высокотемпературные режимы при $\eta_k = 1$ могут существовать в области, ограниченной сверху линией $A_{max}(\tau)$ и справа — вертикалью $\tau = \tau_{пр}$.

Таким образом, в областях II и III возможны высокотемпературные режимы как при полном, так и неполном выгорании твердого реагента, что означает существование гистерезисных эффектов по полноте выгорания. В области I стационарный высокотемпературный процесс в реакторе может существовать только при $\eta_k = 1$. При $n = 0$ уравнения (5),

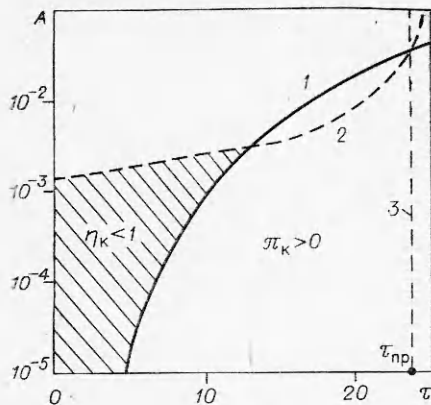


Рис. 5. Области существования стационарных состояний реактора в режиме отрыва при $n=0$.

1 - $A = 0,5/f_1(0, \Theta_{\max})$; 2 - $A = 0,5/f_1(0, \Theta_{\text{пр}})$; 3 - $\tau = (1/\gamma\Theta_{\text{пр}}) - 1$.

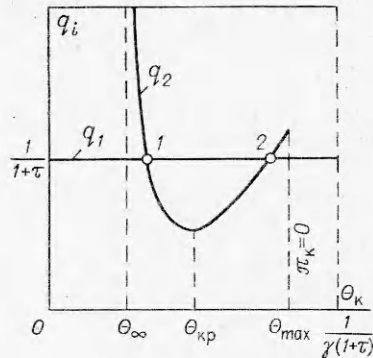


Рис. 6. Вид функций тепловыделения и теплоотвода в режиме горения при $p_k > 0$.

(8) и (10) для режима полного выгорания дают

$$A = 0,5(1 - \pi_k^2)^2/f_1(\pi_k, \Theta_{\max}). \quad (20)$$

Поскольку функция $f_1(\pi_k, \Theta_{\max})$ возрастает с увеличением π_k , то значения параметра A , отвечающие состояниям с $\eta_k = 1$, лежат ниже линии $A_{\max}(\tau)$, а параметр τ ограничен максимально допустимой величиной $\tau_{\text{пр}}$ (см. рис. 5). Таким образом, при линейном законе окисления в области изменения параметров A и τ , отвечающих модели горения, отсутствует многозначность стационарных состояний системы.

Стационарные состояния в режиме горения при неполном выгорании твердого реагента. Этот случай отличается от предыдущего тем, что фронт пламени расположен у входа в канал реактора ($x_{\text{пл}} \ll L$). Это приводит к необходимости учета кондуктивных теплопотерь во входном сечении. Используя вместо (9) и (10) соотношения (11) и (12), преобразуем уравнения (5) и (8) к следующему виду:

$$\frac{\gamma\Theta_k}{1 - \gamma\Theta_k \cdot (1 + \beta\Theta_k)/\Pi_0} = \frac{\eta_k}{1 + \tau\eta_k}; \quad (21)$$

$$\eta_k^n = (n + 1)(n + 2)Af_2(0, \Theta_k), \quad (22)$$

где $f(0, \Theta_k) = \lim_{\pi_k \rightarrow 0} f_2(\pi_k, \Theta_k)$; $f_2(\pi_k, \Theta_k) = \left(\frac{x_{\text{пл}}}{L}\right)^2 (1 + \beta\Theta_k)^{4 + \frac{3\nu}{2}} \times$
 $\times I(\pi_k, \Theta_k) \exp(\Pi\pi_k^2 + \Theta_k/1 + \beta\Theta_k)$.

Как и ранее, систему уравнений (21) и (22) можно решить графоаналитически, представив правую и левую части уравнения (21) соответственно в виде функций тепловыделения и теплоотвода. Основная особенность рассматриваемого случая состоит в том, что кривые теплоотвода $q_2(\Theta_k, \Pi_0)$ нелинейны и имеют асимптоту при $\Theta_{\infty} = \sqrt{1 + 4\gamma\beta\Pi_0} - 2\beta/2\beta$. Величина максимальной температуры при этом определяется следующим соотношением:

$$\Theta_{\max} = \frac{1(1 + \tau)\Pi_0}{2\beta} \left(\sqrt{1 + \frac{4\beta\Pi_0}{\gamma[1 + (1 + \tau)\Pi_0]^2}} - 1 \right).$$

В отличие от случая $x_{\text{пл}} \gg l$ в режиме горения $\Theta_{\max} < 1/\gamma(1 + \tau)$, что объясняется наличием утечек тепла во входном сечении реактора. Их величина обусловлена соотношением интенсивностей двух противоположно действующих факторов: кондуктивной теплопередачи от фронта пламени

и теплопереноса фильтрационным потоком в обратном направлении. Это соотношение определяется величиной параметра Π_0 .

Используя (21) и (22), получим уравнение для критических значений температуры

$$1 + \frac{\gamma\Theta_{кр}(1 + 2\beta\Theta_{кр})}{\Pi_0 D} - \frac{\Theta_{кр}(1 - \tau\gamma\Theta_{кр})/D}{n(1 + \beta\Theta_{кр})^2} \times \\ \times \left[\frac{\Theta_{кр}^{v/2}(1 - \beta\Theta_{кр})}{(1 + \beta\Theta_{кр})^{1+v} \cdot I(0, \Theta_{кр}) \exp\left[\frac{\Theta_{кр}}{(1 + \beta\Theta_{кр})^2}\right]} + \right. \\ \left. + 1 + \beta\left(4 + \frac{3v}{2}\right)(1 + \beta\Theta_{кр}) \right] = 0,$$

где $D = 1 - \gamma\Theta_{кр}(1 + \beta\Theta_{кр})/\Pi_0$. Анализ этого уравнения показал, что, как и в режиме отрыва, при $\eta_k < 1$ критические состояния возможны лишь при $n > 0$. Причем зависимость $A_{кр}(\tau)$ аналогична полученной для режима отрыва (см. рис. 3). Отличие состоит лишь в дополнительной связи $\Theta_{кр}$ с параметром Π_0 , что означает возможность срыва горения за счет утечек тепла через охлаждаемый вход реактора.

Режим полного выгорания. Этот случай описывается системой уравнений следующего вида:

$$\frac{\gamma\Theta_k}{1 - \gamma\Theta_k \cdot (1 + \beta\Theta_k) / [\Pi_0(1 - \pi_k^2)]} = \frac{1}{1 + \tau}, \\ (1 - \pi_k^2)^2 = (n + 1)(u + 2) Af_2(\pi_k, \Theta_k).$$

Чувствительность интенсивности фильтрационного теплопереноса к величине остаточного давления окислителя π_k обуславливает в этом случае сложный характер изменения теплоотода в зависимости от величины конечной температуры Θ_k . Температурная зависимость функции теплоотода (рис. 6) отличается сильной нелинейностью, имеет минимум при некоторой температуре $\Theta_{кр}$, ограничена слева асимптотой, а справа точкой, в которой остаточное давление окислителя равно нулю. Пересечение функций тепловыделения и теплоотода определяет одно или два возможных стационарных состояния системы (точки 1 и 2 на рис. 6). Анализ зависимости $q_2(\Theta_k)$ от параметров Π_0 и A показал, что их уменьшение ведет к смещению кривой $q_2(\Theta_k)$ вверх при одновременном сдвиге асимптоты в область более высоких температур. При этом становится возможным срыв горения, отвечающий касанию линий q_1 и q_2 в точке $\Theta_{кр}$ и обусловленный утечками тепла через входное сечение реактора.

Определение в параметрической плоскости $A - \tau$ областей существования стационарных состояний реактора в режиме горения не представляет принципиальных трудностей по сравнению с режимом отрыва и может быть проведено аналогичным способом с учетом особенностей режима горения. Последние состоят в наличии дополнительной зависимости характеристик процесса от параметра Π_0 , а также в том, что область существования режима полного выгорания в плоскости $A - \tau$ ограничена линией критических состояний, соответствующих срыву горения при $\eta_k = 1$, а не линией $A_{max}(\tau)$, которая в данном случае лишь разграничивает области с одним и двумя возможными стационарными состояниями.

Поступила в редакцию
19/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1974, 245, 3.
2. Б. И. Хайкин, Э. Н. Руманов. ФГВ, 1975, 11, 5, 671.